

新型功能材料——声子晶体*

齐共金[†] 杨盛良 赵 恂

(国防科技大学航天与材料工程学院 长沙 410073)

摘 要 声子晶体是 20 世纪 90 年代初提出的一种新型声学功能材料,这种周期性弹性结构具有许多重要性质,如声波带隙特性,即处于禁带频率范围内的振动或声波将被禁止在晶体中传播.通过求解声波在晶体中的运动方程可以设计一定的声子禁带和允带,而声子禁带与声波异质结构中声子的安德森局域化问题密切相关.文章重点阐述了声子晶体的主要特征、理论研究方法、潜在应用及前景展望.

关键词 声子晶体,周期性结构,声子禁带,隔振降噪

A NOVEL TYPE OF FUNCTIONAL MATERIAL——PHONONIC CRYSTALS

QI Gong-Jin[†] YANG Sheng-Liang ZHAO Xun

(College of Astronautics and Materials Engineering, National University of Defence Technology, Changsha 410073, China)

Abstract Phononic crystals are a novel type of acoustic functional material proposed in the early 1990's. This kind of periodically elastic structure exhibits many important properties, such as phononic bandgaps, in which the propagation of vibration and sound are forbidden. The position of the bandgaps and passbands can be engineered by calculating the acoustic wave equations of the crystals. The existence of these bandgaps is closely associated with the Anderson localization of phonons in inhomogeneous media. The main features, theoretical methods used to study them, potential applications and future prospects are discussed.

Key words phononic crystal, periodic structure, phononic bandgap, vibration controlling and noise reducing

20 世纪半导体材料的出现引发了一场轰轰烈烈的电子工业革命,使我们进入了信息时代.我们知道,半导体的理论依据就是固体电子的能带理论,即电子在周期性势场的作用下会形成价带和导带,带与带之间有能隙.1987 年, Yablonovitch 和 John 分别在讨论周期性电介质结构对材料中光传播行为的影响时,意外发现光波的色散曲线形成带状结构,于是各自提出了光子晶体这一新概念^[1,2].由此可见,模拟天然晶体中原子排列的人造周期性电介质结构也会产生类似半导体禁带的光子禁带.不妨进一步设想,在周期性弹性介质中能否产生类似光子禁带的声子禁带呢?近十年来相关的理论和实验研究已经证明了这一点^[3-24].

与光子晶体的概念相类似,声子晶体(或称声波带隙材料)是指具有声子禁带的人造周期性弹性介质结构.作为一种新型的功能材料,声子晶体研究的重要意义不仅在于声子晶体器件的潜在应用,而且还有可能促进物理学的新发展,如深入研究声波异

质结构中声子的安德森局域化问题^[25-29].

1 声子晶体的特征

声子晶体一般由两相或两相以上的弹性介质组成,可归于复合材料的范畴.借鉴复合材料的定义,可以把晶体中连续的物理相称作基体,不连续相称作分散物.声子晶体的本质特征是它的声子禁带(或称声波带隙),即处于声波带隙频率范围内的振动或声波被禁止在声子晶体中传播.声子禁带的产生和大小受到以下因素的影响:(1)分散物与基体之间密度、声速及阻抗的比率;(2)分散物的几何尺寸和体积分数;(3)晶体的拓扑结构.一般说来,声子晶体中各组分间的声速之比越大,入射声波将被散射得越强烈,就越容易产生禁带^[15].如果用圆柱棒作为分

* 2001-12-21 收到初稿,2002-03-11 修回

† 通讯联系人. E-mail: qgj@163.net

散物单元,以方形点阵形式分布于弹性基体中,就形成了一种简单的二维声子晶体. Kee 等人研究了这种二维声子晶体的色散关系^[18],其计算结果如图 1 所示,阴影区域即为声子禁带.

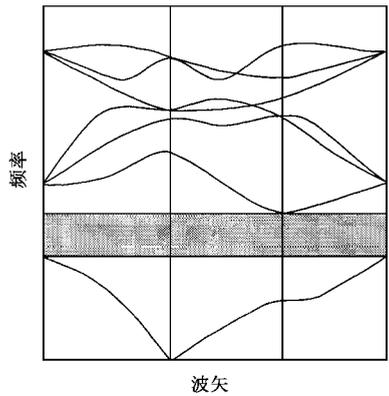


图 1 声子禁带示意图

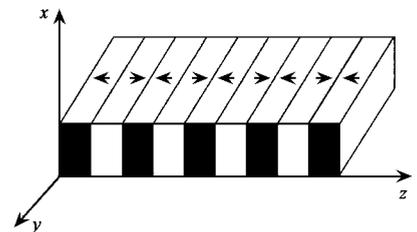


图 2 离子型声子晶体示意图

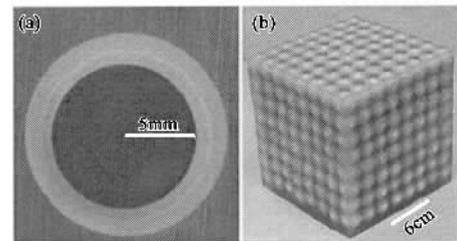


图 3 局域共振型声子晶体

(a)晶体的微共振单元;(b)简单立方结构声子晶体

声子晶体的研究是一个新的热点,下面两篇发表在 Science 上的学术论文值得关注. 南京大学陆延青等人利用旋转性生长条纹法通过晶体生长制备了一块由铌酸锂构成的周期为 $7.2\mu\text{m}$ 的一维离子型声子晶体^[34, 35]. 如图 2 所示,该晶体由一个自发极化头尾相连的具有周期性(沿 z 轴方向)铁电畴结构的超晶格构成,图中的箭头代表自发极化的方向. 该晶体中存在超晶格振动与电磁波的强烈耦合,且耦合方程与黄昆方程在形式上完全一致,这说明了超晶格与实际晶格在物理上的相似性. 离子型声子晶体的研究开拓了微结构与材料物理研究的新领域,为开发新型微波和超声器件建立了理论基础. 香港科技大学刘正猷等人研究的局域共振型声子晶体具有显著的声波带隙特性,晶体点阵常数比相应的禁带波长小两个数量级,而且通过改变结构单元的尺寸和几何形状可以获得有效负弹性常数. 如图 3 所示,直径为 1cm 的铅球外面包覆一层硅橡胶作为结构单元,以简单立方点阵结构的形式分布于环氧树脂基体中,就得到三维局域共振型声子晶体^[36].



声子晶体的声子禁带和允带具有可设计性,这就求解声波在晶体中传播的波动方程. 根据声学知识,声波在气体或液体中传播时只有纵波,但在固体中传播时既有纵波,也有横波. 在均质材料中,纵波和横波是独立的,而在非均质材料中,纵波和横波相互耦合,即 $\nabla \cdot u_1 \neq 0, \nabla \times u_1 \neq 0$, 因此声子禁带的计算比较复杂. 研究光子晶体的禁带时要解麦克斯韦方程,因为电磁波只有横波($\nabla \cdot D = 0$),所以计算相对容易得多.

声子晶体的另一个主要特征是声子的安德森局域化. 声子禁带与安德森局域化密切相关,而且研究缺陷(点缺陷、线缺陷和面缺陷)处的局域模式非常重要. 如利用点缺陷可以把声波俘获在某一个特定的位置,使其无法向外传播,这相当于微腔. 往声子晶体中引入某种线缺陷(如 L 型线缺陷),可以使处于禁带频率范围内的声波沿该通道进行传播,即所谓声波导.

表 1 给出了半导体、光子晶体和声子晶体的特

表 1 半导体、光子晶体和声子晶体的比较^[29]

	半导体	光子晶体	声子晶体
结构	周期性势场	不同介电常数介质的周期性分布	不同弹性常数介质的周期性分布
研究对象	电子的输运行为,费米子	电磁波在晶体中的传播,玻色子	声波在晶体中的传播,玻色子
微分方程	$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V(r)\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}$	$\nabla^2 E - \nabla(\nabla \cdot E) = \frac{\epsilon(r)}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$	$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \nabla \cdot (\rho c^2 \nabla \cdot u)$
极化特征	自旋 $\uparrow \downarrow$ 电子禁带,缺陷态,表面态	横波 $\nabla \cdot D = 0$ ($\nabla \cdot E \neq 0$) 光子禁带,在缺陷处的局域模式,表面态	纵-横耦合: ($\nabla \cdot u_1 \neq 0, \nabla \times u_1 \neq 0$) 声子禁带,在缺陷处的局域模式,表面态
尺度	原子尺寸	电磁波(光)波长	声波波长

征比较,容易看出三者具有惊人的相似之处,因此,半导体和光子晶体的一些研究方法对声子晶体的研究有一定的指导作用。

2 理论研究

近十年来,声子晶体的理论研究也取得了令人瞩目的进展。下面介绍几种比较常用的理论计算方法。

2.1 平面波法

平面波法^[14,45]是最常用的一种方法。将材料的密度和弹性常数在倒格矢空间以平面波的形式展开为二维傅里叶序列,然后求解波动方程得到色散关系的特征值和特征波矢。Toshio Suzuki 和 Paul K. L. Yu^[32]就是采用平面波方法来求解三维周期弹性结构的运动方程。但是,平面波方法有明显的缺点:计算量与平面波的波数有很大关系。例如,当声子晶体结构复杂时,需要大量平面波,可能因为计算能力的限制而难以精确计算。如果弹性常数不是恒值而是随频率变化,就没有一个确定的本征方程形式,而且有可能在展开中出现发散,导致根本无法求解^[21]。

2.2 传递矩阵法

传递矩阵法^[17,26]就是将波动方程转化为传递矩阵方程形式,然后再求解本征值。该方法假设晶体的同一层面上有相同的态和频率,用于研究层状结构的声子晶体。传递矩阵表示一层与紧邻的另一层之间的声场关系,对某一特定的层,它可定义为波速、密度、层厚、入射角和入射平面波频率等参数的函数。把每层的传递矩阵相乘就得到多层结构的整个传递矩阵,这样最后一层的状态变量便能够和第一层的变量联系起来。由于传递矩阵较小,传递矩阵法的计算量较平面波法大大减少。

2.3 壳层法

壳层法^[33]就是求解无限晶体弹性场中的布洛赫波解,它适用于无重叠球形粒子(密度和 Lamé 系数不同于基体)周期性排列于基体介质中的情况。声子晶体的弹性场由传播波和消散波组成。传播波是晶体中声波传播的常规模式;消散波并不代表真正的波,而是当频率 ω 和衰减波矢 k_{\parallel} 一定的入射波入射到与给定晶体学平面平行的晶体层上时,用来直接或间接评价反射和透射系数的数学量。

壳层法优于平面波法,因为使晶体材料中任意组分的 Lamé 系数随频率发生变化是很容易的,而在平面波方法里就很困难。壳层法能够精确地计算出

无限晶体的声子谱,以及弹性波入射到有限厚度层状结构时的传播、反射和吸收系数。

2.4 多重散射法

多重散射法引自电子频带结构计算中的 KKR (Korringa-Kohn-Roskoker 理论,非常适合于特殊形状(比如固体球分散于流体中)的声子晶体。计算这种材料的频带结构,通常的平面波法无法给出精确解。弹性波的多重散射理论认为,晶体的频带结构取决于各球之间的弹性 Mie 散射,通过计算来自其他球的声波入射到单球表面的散射,就可解特征频率方程。多重散射理论还可以计算散射物周期排列的有限板层结构中弹性波的反射和透射系数^[36]。

除以上方法外,研究声子晶体声谱结构的其他方法有:原子轨道线性组合法^[19]、超元胞法^[22]、有限元法^[32]等。

3 声子晶体的潜在应用

声子晶体具有类似于半导体和光子晶体的禁带,它的潜在应用将和电子晶体、光子晶体一样重要和丰富^[29-33]。声子晶体可用于控制多余噪声和振动的所有领域,抑制或提高声源辐射率,显著提高各种器件和系统的性能,比如模式选择、能量传播效率、传播的指向性、无衰减高反射镜等。

3.1 声学应用

声子晶体用于声波导和滤波器,用宽禁带滤波器(对应于周期性固体结构的禁带)或窄通带滤波器(在另一个周期性固体多层结构中引入缺陷)可以禁止一定频率声波的传播,而在通带频率增强它们的输出。声子晶体可以用于声纳、深度探测系统及医学超声成像等领域,以发射和接收各种信号。其他的潜在应用有:声音(噪声)屏蔽、无吸收反射镜、高品质单模谐振器、调制器、声频扬声器、吸热器和偏导器等。

3.2 振动控制

声子晶体为高精密机械(纳米)加工系统提供无振动环境,这样就有可能为高精尖装备和仪器制造出关键性核心器件,达到其特殊的精度要求。声子晶体能禁止一定频率范围内的振动,对减少各种探测和定位器件振动的负面影响有重要意义,特别是在常规阻尼材料所不能发挥效能的范围的应用尤为引人注目,如用于旋转设备的重型底座的减振、角接触轴承的轴承套、声学成像阵列背平面、飞机发动机底座、电子设备底座等。

4 展望

随着人类经济和社会的发展,人们已经越来越认识到环境污染对人类社会的危害.噪声与振动污染和水污染、大气污染、废弃物污染一样,是世界环境污染的四大公害之一.有没有可能抑制噪声对人类环境的负面影响,改善人类的生存环境呢?这是一个非常有吸引力和挑战性的问题,而声子晶体可望在这方面有所突破.声子晶体的禁带可通过改变微共振单元的大小和结构来进行完全调控,如果在这种晶体中引入多种共振单元,则可以大大增宽全反射频带,甚至可以覆盖人类可感知的整个声频段.一旦有成熟产品问世,“噪音污染重灾区”的机场、公路、娱乐场所等地方将首先受惠.随之而来的就是建筑、环保等行业的革命性变革.

电子、光子和声子的能带理论如此重要,我们有必要提出并加强“禁带工程”的研究,来设计合适的频率禁带,并制造出相应的功能复合材料;人工晶体的禁带和缺陷模式的概念还将进一步扩展到其他材料,比如金属、介电和金属异质结构、铁磁材料和聚合物等.声子晶体的研究不过10年左右的历史,许多有价值的东西等待着我们去探索.随着声子晶体研究的深入,声子学将有可能同光子学一样得到发展,成为物理学中的又一重要分支.

参 考 文 献

- [1] Yablonovitch E. *Phys. Rev. Lett.* ,1987 58 :2059
- [2] John S. *Phys. Rev. Lett.* ,1987 58 :2486
- [3] James R ,Woodley Sm ,Dyer Cm *et al.* *J. Acoust. Soc. Am.* ,1995 ,97(4) 2041
- [4] Sigalas M M ,J. Acoust. Soc. Am. ,1997 ,101(3) :1256
- [5] Kushwaha M S ,Halevi P. *J. Acoust. Soc. Am.* ,1997 ,101(1) :519
- [6] Vasseur J O ,Deymier P A ,Frantziskonis G *et al.* *J. Phys-Condens. Mat.* ,1998 ,10(27) :8051
- [7] Sigalas M M ,Economou E N. *J. Appl. Phys.* ,1994 75 :2845
- [8] Sigalas M M ,J. Appl. Phys. ,1998 84(6) :3026
- [9] Kushwaha M S ,Djafari-Rouhani B. *J. Appl. Phys.* ,2000 ,88(5) :2877
- [10] Martinez-Sala R ,Sancho J ,Sanchez J V *et al.* *Nature* ,1995 378 :241
- [11] Kushwaha M S ,Halevi P. *Appl. Phys. Lett.* ,1994 64(9) :1085
- [12] Kushwaha M S ,Halevi P. *Appl. Phys. Lett.* ,1996 69(1) :31
- [13] Kushwaha M S. *Appl. Phys. Lett.* ,1997 ,70(24) :3218
- [14] Vasseur J O ,DjafariRouhani B ,Dobrzynski L *et al.* *J. Phys-Condens. Mat.* ,1994 6(42) :8759
- [15] Vasseur J O ,DjafariRouhani B ,Dobrzynski L *et al.* *J. Phys-Condens. Mat.* ,1997 9(35) :7327
- [16] Kushwaha M S ,Djafari R B. *J. Appl. Phys.* ,1996 80(6) :3191
- [17] Esquivel S R ,Noguez C. *J. Appl. Phys.* ,1997 82(7) :3618
- [18] Kee C S ,Kim J E ,Park H Y *et al.* *J. Appl. Phys.* ,2000 ,87(4) :1593
- [19] Kafesaki M ,Economou E N. *Phys. Rev. B* ,1995 52(18) :13317
- [20] Meseguer F ,Holgado M ,Caballero D *et al.* *Phys. Rev. B* ,1999 59(19) :12169
- [21] Psarobas I E ,Stefanou N ,Modinos A. *Phys. Rev. B* ,2000 62 :5536
- [22] Manzanares M B ,Ramos M F. *Phys. Rev. B* ,2000 61 :12877
- [23] Sanchez J V ,Caballero D ,Martinez S R *et al.* *Phys. Rev. Lett.* ,1998 80 :5325
- [24] Meseguer F. 136th ASA Meeting, Norfolk ,1998
- [25] Parnley S ,Zobrist T ,Clough T *et al.* *Appl. Phys. Lett.* ,1995 67(6) :777
- [26] Sigalas M M ,Soukoulis C M. *Phys. Rev. B* ,1995 51(5) :2780
- [27] Torres M ,de Espinosa FRM ,Garcia-Pablos D *et al.* *Phys. Rev. Lett.* ,1999 82(15) :3054
- [28] Ye Z ,Hoskinson E. *Appl. Phys. Lett.* ,2000 77(26) :4428
- [29] Kushwaha M S ,Halevi P ,Dobrzynski L *et al.* *Phys. Rev. Lett.* ,1993 71(13) :2022
- [30] Kushwaha M S ,Halevi P. *Jpn. J. Appl. Phys.* ,1997 ,236(8A) :L1043
- [31] Kushwaha M S ,Halevi P ,Martinez G *et al.* *Phys. Rev. B* ,1994 49(4) :2313
- [32] Suzuki T ,Yu P K L. *J. Appl. Phys.* ,1996 80 :5665
- [33] Psarobas I E ,Stefanou N ,Modinos A. *Phys Rev B* ,2000 ,62(1) :278
- [34] Lu Y Q ,Zhu Y Y ,Chen Y F *et al.* *Science* ,1999 284 :1822
- [35] 陆延青 ,朱永元 ,陈延峰等. *物理* ,2000 ,29(4) :193; Lu Y Q ,Zhu Y Y ,Chen Y F *et al.* *Wuli(Physics)* ,2000 ,29(4) :193(in Chinese)]
- [36] Liu Z Y ,Zhang X X ,Mao Y W *et al.* *Science* ,2000 289 :1734

·物理新闻·

一句话新闻

众所周知,固态晶体管要比老式的真空管方便得多,但是在大功率发射能力方面,晶体管还不能完全代替真空管.但近几年发展起来的碳纳米管有可能成为一种小型的电子发射管来代替大功率真空三极管.由 Lucent 技术公司分离出的位于 Agere 的子公司的研究人员,利用微电子技术制成了纳米芯片,这种芯片可用于需要大功率发射的雷达、电子站和卫星通讯等领域.

(云中客摘自 *Appl. Phys. Lett.* ,20 May 2002)